УДК 539.12.04

ПОЗИТРОННЫЙ ИСТОЧНИК НА БАЗЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ОНДУЛЯТОРА

А.П. Потылицын

Томский политехнический университет
E-mail: pap@interact.phtd.tpu.edu.ru

Проведено сравнение эффективности предложенного позитронного источника на основе кристаллического ондулятора с существующими проектами. Показано, что предложенный нами вариант на основе кристалла алмаза по сравнению с рассматривавшимися ранее выигрывает по дешевизне и надежности.

Позитронный источник для проектируемого линейного коллайдера должен обеспечивать параметры ускоренного позитронного пучка, идентичные электронному (интенсивность ~10^{10} частиц/сгусток, длина сгустка – менее 1 мм, поперечные размеры – менее 1 мкм), поэтому требования, которые к нему предъявляются, являются весьма жесткими [1]. В настоящее время разрабатываются два варианта позитронного источника. В первом из них электрон-позитронный каскад генерируется интенсивным электронным пучком с энергией E_0<10 ГэВ в аморфном металлическом конверторе толщиной 4...6 рад. длин (например, для вольфрама рад. длина X_0 равна 3,6 мм). Для уменьшения тепловых нагрузок в области действия пучка, приводящих к возникновению механических напряжений, конвертор может быть изготовлен в виде вращающегося диска. Однако, и в этом случае интенсивность пучка генерируемых позитронов ограничена возможностью плавления мишени, поскольку в толстом конверторе более половины начальной энергии электронов диссипируется в тепло [1, 2]. Во втором подходе, предложенном в работах [3, 4], толщина конвертора может быть уменьшена до 0,4 рад. длин, что существенно снижает тепловые нагрузки. Выход позитронов определяется интенсивностью фотонного пучка, падающего на конвертор, который, в предлагаемом методе, генерируется пучком электронов с энергией E_0>100 ГэВ в длинном ондуляторе (~100 м). Например, для ондулятора с периодом d=1,3 см (т.е. с числом периодов во всем ондуляторе N=7000) каждый электрон с энергией E_0=250 ГэВ генерирует ~20 фотонов со средней энергией $\langle\omega\rangle\approx$15 МэВ, что обеспечивает необходимый выход позитронов [4].

Ориентированный монокристалл толщиной t<0,1 рад. длин, через который движется ультрарелятивистский электрон, можно рассматривать как своеобразный «твердотельный» ондулятор с предельно малым периодом (в несколько ангстрем) [6–8], что позволяет существенно понизить энергию начального электрона для генерации фотонов с энергией >10 МэВ, и, следовательно, использовать кристаллический ондулятор вместо традиционного магнитного.

Как известно, в ориентированном кристалле электромагнитное излучение генерируется через 3 механизма:

- тормозное излучение (ТИ);
- когерентное тормозное излучение (КТИ);
- излучение при каналировании (ИК).

Основные характеристики всех трех типов излучения соотносятся следующим образом.

Радиационные потери через механизм ТИ рассчитываются по формуле:

$$\Delta E_{ТИ} \approx \frac{t}{X_0} E_0,\ t \le X_0. \tag{1}$$

Средняя энергия фотонов ТИ:

$$<\omega_{ТИ}> \approx \frac{\Delta E_{ТИ}}{<N_{ТИ}>}, \tag{2}$$

где через $\langle N_{ТИ}\rangle$ обозначается среднее число фотонов ТИ, испущенных одним электроном при прохождении через мишень толщиной t [9]:

$$<N_{ТИ}> \approx \frac{t}{X_0}\int_{\gamma\omega_p}^{E_0}\frac{d\omega}{\omega} = \frac{t}{X_0}\ln\frac{mc^2}{\omega_p} \sim 10\frac{t}{X_0}. \tag{3}$$

Здесь γ – Лоренц-фактор, ω_p – энергия плазмона материала мишени, $\omega_p\approx$30 эВ для Al и Si.

Из (1–3) можно оценить

$$\langle\omega_{ТИ}\rangle\approx 0{,}1E_0. \tag{4}$$

Для ИК средняя энергия испущенных фотонов оценивается как (см. [8]):

$$u = \frac{<\omega_{ИК}>}{E_0 - <\omega_{ИК}>} \approx \frac{2\gamma^{1/2}\sqrt{\dfrac{V_0}{mc^2}}\dfrac{\lambda_e}{a_s}}{1+\dfrac{1}{2}\gamma\dfrac{V_0}{mc^2}}, \qquad (5)$$

где V_0 – потенциал кристаллографической оси (или плоскости), a_s – радиус экранирования, λ_e=3,86·10^{-13} см – комптоновская длина волны электрона. Для оси <111> кремния и E_0~1 ГэВ, оценка (5) дает значение $<\omega_{ИК}>$~15 МэВ, что много меньше $<\omega_{ТИ}>\approx$100 МэВ для той же мишени.

Аналогичная характеристика для КТИ определяется углом ориентации кристалла θ (угол между кристаллографической осью и импульсом электрона):

$$u = \frac{<\omega_{КТИ}>}{E_0 - <\omega_{КТИ}>} \sim \frac{\pi\gamma\theta}{a}, \qquad (6)$$

где a – межплоскостное расстояние. Как показано в [8], традиционная модель КТИ, используемая для оценки (6) справедлива, если $\theta \geq \theta_c = \sqrt{\dfrac{V_0}{\gamma mc^2}}$. Для осевой ориентации «толстой» монокристаллической мишени грубая оценка эффективного угла ориентации, совпадающего со средним углом многократного рассеяния, дается формулой

$$\theta \sim <\theta_{ms}> = \frac{21}{E_0}\sqrt{\frac{1}{2}\frac{t}{X_0}},$$

где E_0 подставляется в МэВ. Например, для кристалла Si толщиной t=10 мм и E_0~1 ГэВ средняя энергия фотонов КТИ

$$<\omega_{КТИ}> \sim 0{,}05\, E_0 \approx 50 \text{ МэВ},$$

т.е.

$$<\omega_{ИК}> << <\omega_{КТИ}> << <\omega_{ТИ}>. \qquad (7)$$

Радиационные потери в кристалле складываются из двух частей

$$\Delta E = \Delta E_{ТИ} + \Delta E_{КР},$$

где первый член описывает излучение с непрерывным спектром (близком к спектру ТИ), тогда как второй – определяется периодической структурой кристалла. Соотношение между этими двумя вкладами измерялось в эксперименте [10] для энергии E_0=900 МэВ (см. таблицу).

Таблица. *Соотношение между радиационными потерями в ориентированных и разориентированных кристаллах с различными Z*

	Алмаз <100> t=10 мм	Кремний <111> t=10 мм	Вольфрам <110> t=1,2 мм
$\dfrac{\Delta E_{КР}}{\Delta E_{ТИ}}$	~ 2,5	~ 1,8	~ 1,5

Из выражения (7) можно получить:

$$<N_{КР}> \approx \frac{\Delta E_{КР}}{<\omega_{КР}>} >> <N_{ТИ}>, \qquad (8)$$

поскольку $\Delta E_{КР}>\Delta E_{ТИ}$, $<\omega_{КР}><<\omega_{ТИ}>$ (см. формулу (4)).

Определение среднего числа фотонов $<N_{КР}>$, испущенных одним электроном при прохождении через кристалл определенной толщины (так называемая множественность фотонов), представляет собой сложную экспериментальную задачу. Как правило, в эксперименте измеряется спектр радиационных потерь $\omega dN/d\omega$ либо спектрометром полного поглощения, который регистрирует суммарную энергию всех γ-квантов, испущенных одним электроном, либо магнитным анализатором, измеряющим спектр рассеянных электронов.

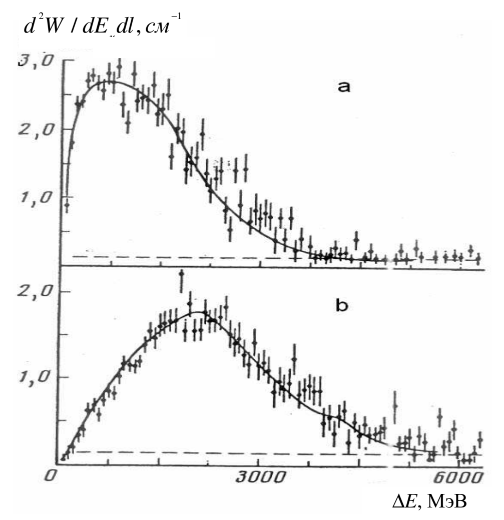


Рис. 1. *Спектры радиационных потерь каналированных электронов с энергией 1 ГэВ в кристаллах кремния толщиной: a) 0,8 мм и b) 3,0 мм. Сплошная кривая – результаты моделирования [11]*

В эксперименте [11] измерялся спектр радиационных потерь электронов с E_0=10 ГэВ при осевой ориентации <111> кремния толщиной t=0,8 и 3,0 мм, рис. 1. После Монте-Карло моделирования авторы получили следующую множественность $<N>=<N_{ТИ}>+<N_{cr}>$=1,8 ф/е$^-$ (фотон/электрон) для t=0,8 мм и $<N>$ =5,4 ф/е$^-$ для t=3 мм. Моделирование проводилось для пороговой энергии каждого фотона $\omega_{пор}$=20 МэВ. Следует отметить, что множественность фотонов ТИ существенно ниже полученных значений, поскольку для кремния X_0=95 мм и из соотношения (3) следует:

$$<N_{ТИ}(0{,}8)>=0{,}09 \text{ ф/е}^-,$$

$$<N_{ТИ}(3{,}0)>=0{,}32 \text{ ф/е}^-.$$

В статье [12] был предложен феноменологический подход к определению множественности из экспериментально измеряемого спектра потерь $F(\Delta E)$ для случая $<N>\gg1$. Если через $<Q>$ обозначить первый момент распределения $F(\Delta E)$, а через σ^2 – второй, то множественность вычисляется по простой формуле:

$$<N> \approx \frac{<Q>^2}{\sigma^2}. \qquad (9)$$

Средняя энергия фотона определяется полными радиационными потерями, т.е. интегралом по спектру потерь) и множественностью:

$$<\omega>=\Delta E/<N>.$$

Подогнав экспериментальные спектры гладкой кривой для кристалла с t=0,3 см (рис. 1, *б*) можно получить:

$<Q>$=2,3 ГэВ; σ=1,1 ГэВ; $\Delta E\approx$0,8 ГэВ.

Отсюда имеем:

$<N>\approx$4 ф/е$^-$, $<\omega_{кр}>\approx$0,2 ГэВ,

что удовлетворительно согласуется с результатами моделирования.

Следует отметить, что теория излучения при каналировании, развитая в [8], для рассматриваемого случая дает значение множественности существенно выше (см. рис. 17.3 в цитируемой монографии):

$<N_{теор}>$=24 ф/е$^-$.

По-видимому, эта оценка включает в себя значительное число «мягких» фотонов (с энергией меньше порога образования e^+e^--пары).

Используя ту же методику [12], оценим множественность фотонов, генерируемых пучком электронов с энергией 4,5 ГэВ в кристалле алмаза толщиной 10 мм по результатам эксперимента [13], рис. 2.

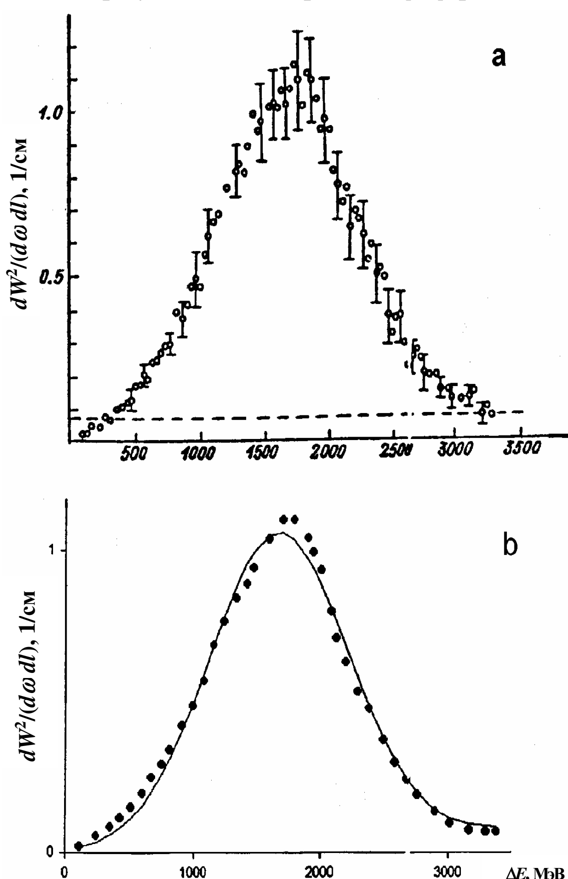


Рис. 2. *а) Спектр радиационных потерь каналированных электронов с E_0=4,5 ГэВ в кристалле алмаза толщиной 10 мм; b) подгонка экспериментальных данных*

На рис. 2 показана подгонка экспериментального распределения гауссианом, которая дает следующие параметры:

$<Q>$=1600 МэВ; σ=540 МэВ; $\Delta E\approx$1300 МэВ,

откуда следует:

$<N_{КР}>\approx$10 ф/е$^-$,

$<\omega_{КР}>\approx$130 МэВ.

Эта оценка позволяет предположить, что использование алмазной мишени толщиной 20 мм на электронном пучке с энергией 10 ГэВ, обеспечит множественность фотонов $<N>$=14 ф/е$^-$ со средней энергией $<\omega>$=180 МэВ.

Выход и спектр позитронов, генерируемых электронами с энергией E_0 в достаточно тонкой аморфной мишени ($t\leq$1 рад. дл.) можно рассчитать на основе простой аналитической модели [15]. В пренебрежении ионизационными и радиационными потерями спектр позитронов записывается в виде:

$$\frac{dN_+}{d\varepsilon_+}=0,07\left(\frac{t}{X_0}\right)^2\times$$
$$\times\left[\frac{\ln\left(\frac{\varepsilon_+}{mc^2}\right)-0,19}{\varepsilon_+}-\frac{\ln\left(\frac{E_0}{mc^2}\right)-0,19}{E_0}\right], \qquad (10)$$

где ε_+ – энергия позитронов. Эта формула справедлива для умеренных энергий начального электрона

$$E_0<222\,mc^2/Z^{1/3}.$$

Для ультрарелятивистских энергий начального электрона и образовавшегося позитрона следует использовать другую формулу:

$$\frac{dN_+}{d\varepsilon_+}=0,07\left(\frac{t}{X_0}\right)^2\left[\ln(\tfrac{1}{\lambda})-0,5\right]\left[\frac{1}{\varepsilon_+}-\frac{1}{E_0}\right], 1/\text{МэВ}, \qquad (11)$$

где $\lambda=Z^{1/3}/111$.

Точность модели [15] можно оценить, сравнивая расчетные спектры с результатами моделирования, рис. 3.

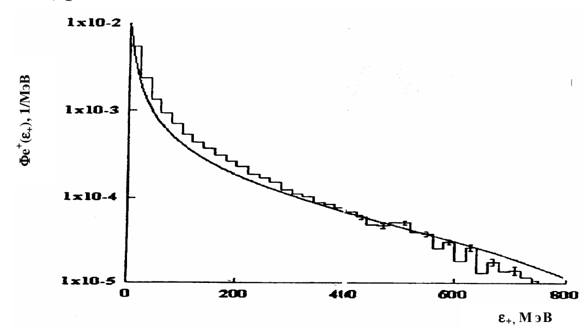


Рис. 3. *Сравнение позитронных спектров, полученных Монте-Карло моделированием (гистограмма) и по формуле (11) E_0=1 ГэВ, t=0,5X_0*

Подобная модель может быть использована, если позитроны в конверторе генерируются фотонным пучком. Для упрощения модели будем аппроксимировать фотонный спектр выражением:

$$\frac{dN_\phi}{\omega}=\begin{cases}\dfrac{N_\phi}{\omega_{\max}}, & \omega\leq\omega_{\max}\\ 0, & \omega>\omega_{\max}\end{cases}, \qquad (12)$$

где через N_ϕ обозначена множественность, $\omega_{max}=2<\omega>$.

В этом случае радиационные потери совпадают с оценкой (8):

$$\Delta E = \int_0^{\omega_{max}} \omega \frac{dN_\phi}{d\omega} d\omega = N_\phi \frac{\omega_{max}}{2} = N_\phi < \omega > . \quad (13)$$

Спектр позитронов, генерируемых фотонами с энергией ω, выражается формулой

$$\frac{dN_+(\omega)}{d\varepsilon_+} = \begin{cases} 0{,}14 \dfrac{t}{L_{rad}} \dfrac{\ln\left(\dfrac{\omega}{mc^2}\right) - 1{,}19}{\omega}, & \omega < \dfrac{2}{\lambda} mc^2 \\ 0{,}14 \dfrac{t}{L_{rad}} \dfrac{\ln\dfrac{1}{\lambda} - 0{,}5}{\omega}, & \omega > \dfrac{2}{\lambda} mc^2 \end{cases} . \quad (14)$$

После свертки с фотонным спектром (14) имеем:

$$\frac{dN_+}{d\varepsilon_+} = 0{,}14 \frac{t}{X_0} \frac{N_\phi}{\omega_{max}} \ln\left(\frac{\omega_{max}}{\varepsilon_+}\right)\left[\frac{1}{2}\ln\left(\frac{E_+\omega_{max}}{m^2c^4}\right) - 1{,}2\right]. \quad (15)$$

Вычисления автора статьи [3] для спектра ондуляторного излучения с ω_{max}=21 МэВ, N_ϕ=2 ф/е$^-$ дает результат $dN_+/d\varepsilon_+$=0,020 для ε_+=10 МэВ и t=1 рад. дл. Используя (15) получаем достаточно близкий результат: $dN_+/d\varepsilon_+$=0,021.

На рис. 4 показан позитронный спектр после аморфного конвертора толщиной 1 рад. дл., генерируемый фотонным пучком после алмазной мишени толщиной 20 мм электронами с энергией 10 ГэВ. Здесь же показан спектр позитронов, генерируемых в конверторе электронами, прошедшими алмазную мишень и потерявшими энергию ΔE≈5 ГэВ. Выход позитронов в интервале энергий 5 МэВ≤ε_+≤25 МэВ достигает значения ΔN_+=2 на каждый электрон, причем 85 % всех позитронов в этом интервале генерируется фотонами и только 15 % – электронами.

Предложенная схема позитронного источника на основе линейного ускорителя с энергией ~10 ГэВ и кристаллического алмазного «ондулятора» устраняет все тепловые проблемы, поскольку алмаз обладает высокой теплопроводностью (660 Вт/(м·K) по сравнению с теплопроводностью вольфрама 170 Вт/(м·K)), самой высокой дебаевской температурой (1860 K) и высокой радиационной стойкостью. Проблема выращивания синтетических монокристаллов алмаза массой до 6 карат (т.е. с линейными размерами до 3×3×10 мм) в настоящее время решена [16]. Представляется, что в ближайшем будущем выращивание алмаза длиной до 20 мм также будет возможно.

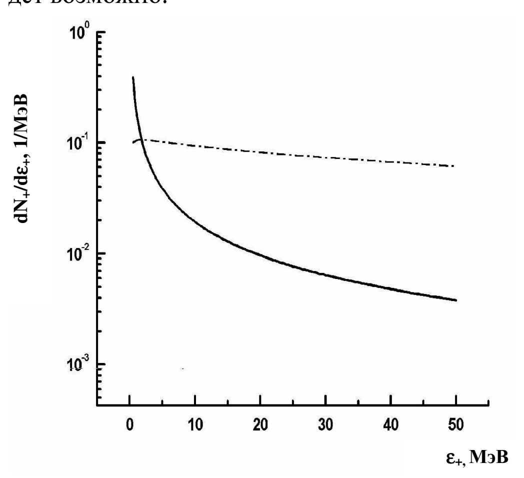


Рис. 4. *Спектр позитронов, образованных фотонным пучком в алмазной мишени E_0=10 ГэВ, t=20 мм) – штрих-пунктир и электронами, прошедшими через алмазную мишень и потерявшими энергию E_0=5 ГэВ – сплошная кривая*

В недавнем эксперименте [17], проведенном с использованием электронов с энергией 8 ГэВ и кристалла алмаза толщиной 4,5 мм, было подтверждено, что кристалл алмаза является лучшим «фотонным генератором» по сравнению с кристаллами кремния и вольфрама.

Таким образом, кристаллический ондулятор для создания позитронного источника будет гораздо более дешевым и надежным вариантом по сравнению с существующими проектами [2–4].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. GLC Project. Linear collider for TeV Physics. Report on the KEK. – Tsukuba, Japan, 2003. – 60 p.
2. Rinolfi L., Kamitani T. The positron production at CLIC. CLIC Note 465, CERN, 2002.
3. Flottmann K. Investigations toward the development of polarized and unpolarized high intensity positron sources for linear colliders. Preprint DESY 93-161, 1993. – 95 p.
4. Flottmann K. Positron source for TESLA and SBLC // In Proceedings of the Workshop on new kinds of positron sources for linear colliders. – Stanford, SLAC-R-502, 1997. – P. 99–124.
5. Yoshida K, Amosov K.Yu., Kalinin B.N. et al. Positron production in tungsten crystal by 1.2 GeV channeling electron // Phys. Rev. Letters. – 1998. – V. 70. – № 7. – P. 1437–1440.
6. Bochek G.L., Kulibaba V.I., Maslov N.I. et al. // Nucl. Instrum. and Methods B. – 1998. – V. 145. – P. 146–152.
7. Anami S., Andreyashkin M.Yu., Enomoto A. et al. Experimental study of positron production from crystal targets by 0.6-1.0 GeV electrons // Nucl. Instrum. and Methods B. – 2001. – V. 183. – № 3–4. – P. 459–475.
8. Baier V.N., Katkov V.M., Strakhovenko V.M. Electromagnetic Processes at High Energies in Oriented Single Crystals. – Singapore: World Scientific, 1998. – 554 p.
9. Амосов К.Ю., Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Науменко Г.А., Потылицын А.П., Сарычев В.П. Яркость излучения, выход фотонов и радиационные потери ультрарелятивистских электронов в ориентированных кристаллах большой толщины // Известия вузов. Физика. – 1991. – № 6. – С. 8–20.
10. Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Науменко Г.А., Потылицын А.П., Стибунов В.Н. Множественность фотонов в излучении при каналировании // Известия вузов. Физика. – 1991.– № 6. – С. 88–105.
11. Булгаков Н.К., Водопьянов А.С., Войтковская И. и др. Исследование особенностей прохождения релятивистских электронов через толстые монокристаллы под малым углом к направлению кристаллографической оси <111>. – Дубна, 1984. – 4 с. Препринт / ОИЯИ I-84-639.

12. Kolchuzhkin A., Potylitsyn A. Multiphoton processes in radiation of relativistic electrons in oriented crystals // Nucl. Instrum. and Methods B. – 2001. – V. 173. – № 1–2. – P. 126–131.

13. Аганьянц А.О., Вартанов Ю.А., Вартапетян Г.А. Поведение жесткой части гамма-излучения электронов с энергией 4.4 ГэВ в ориентированном кристалле алмаза // Письма в ЖЭТФ. – 1985. – Т. 42. – № 8. – С. 325–327.

14. Potylitsyn A.P. Comparison of undulator-based and crystal-based positron sources. – KEK Proceedings. – 2002. – № 26. – P. 34–41.

15. Potylitsyn A.P. Nucl. Production of polarized positrons through interaction of longitudinally polarized electrons with thin targets // Nucl. Instrum. and Methods A. – 1997. – V. 398. – P. 395–398.

16. Борзов А.В. и др. Выращивание синтетических кристаллов алмаза в камерах высокого давления // Доклады РАН. – 2000. – Т. 374. – № 1. – С. 91–98.

17. Satoh M., Suwada T., Furukawa K. et al. Experimental study of positron production from silicon and diamond crystals by 8-GeV channeling electrons // Nucl. Instrum. and Methods B. – 2005. – V. 227. – P. 3–10.

УДК 539.21